



TITLE:

金星大気における惑星スケール重力波の非線形応答 (大自由度・強非線形の波動現象の数理)

AUTHOR(S):

山本, 勝

CITATION:

山本, 勝. 金星大気における惑星スケール重力波の非線形応答 (大自由度・強非線形の波動現象の数理). 数理解析研究所講究録 1999, 1092: 89-99

ISSUE DATE:

1999-04

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/62929>

RIGHT:

金星大気における惑星スケール重力波の非線形応答

名大・大気水圏研 山本 勝(Masaru Yamamoto)
(現所属：東大・理・地球惑星物理)

1. 観測とこれまでの研究

二酸化炭素を主成分とする金星大気では、厚い硫酸エアロゾルの雲が高度45-65kmの範囲で全球を覆っている。この雲は、太陽放射や惑星放射の吸収や散乱に非常に大きな影響を与え、金星の気候や大循環の放射強制力として重要である。金星の自転は243日とゆっくり回転しているのだが、雲層上端(およそ高度65km)では低緯度から高緯度にわたって自転の60倍の速さで金星を1周する「四日循環」が観測されており、この形成・維持のメカニズムはよくわかっていない。また、この厚い雲は太陽光を吸収し、子午面循環を駆動したり、潮汐波を発生させる。さらに、雲底付近(55km)には、厚さ5kmほどの大気安定度が非常に低い層が存在し、大気大循環や波動の伝播特性に多大な影響を与えている。

ところで、金星の雲には波動現象に伴う様々な空間スケールの雲模様や様々な時間スケールの変動が観測されている。雲層上端の赤道域では、4日周期の重力波あるいはケルビン波と考えられる惑星スケール波動が存在する(Del Genio & Rossow 1982,1990)。また、雲底では、数千kmを超えるようなブロック状の雲が観測されている。この惑星スケールの雲の塊は5.5日周期で金星を一周する(Crisp 1991)。もちろん、赤道域のみならず中高緯度にもいろいろなタイプの波動擾乱が観測されるが、本研究では、大気大循環や惑星スケールの雲模様形成において重要と考えられる赤道域の惑星スケール重力波について詳しく調べる。

赤道域の大気は、高緯度に比べ潜在的に大きな角運動量をもっているため、この領域で鉛直伝播する波動は、角運動量の鉛直輸送の大きな担い手となる。こうした赤道波が下層大気(雲底より下の大気)で発生する場合、角運動量を鉛直方向に輸送し、雲層上端で観測される四日循環の形成・維持に重要な役割を果たす可能性がある(Yamamoto & Tanaka 1997)。また、Hou & Farrell (1987)は、地表面付近で発生した重力波が金星下層大気のスーパーローテーションの維持に必要な運動量を供給すると考えている。他方、4日周期赤道波は紫外線で観測されるY字形雲模様の形成において重要であると考えられている(e.g. Belton et al. 1976; Smith et al. 1992,1993; Yamamoto & Tanaka 1997,1998)。さらに、4日赤道波が中緯度の5日周期ロスビー波を振幅変調させているという数値実験(Yamamoto & Tanaka 1997)もあり、この振幅変調は、現実に観測される数週間周期の振幅変調(Del Genio & Rossow 1982)に対応している。

雲内で観測されている惑星スケール重力波については、線形化された方程式系

を用いて、Covey & Shubert (1981,1982) や Smith et al. (1992,1993) によって調べられている。Covey & Shubert (1981,1982) によると、雲底より下から、波を強制した場合、 100 ms^{-1} を超える波は、臨界高度（水平方向の位相速度と基本流速度が同じになる高度）より吸収されず鉛直伝播し、雲層上端まで達することができる。また、Smith et al. (1992,1993) は、雲底付近の Cloud Feedback Heating によって、 100 ms^{-1} に近い波が発生することを示している。しかし、これらの結果は線形波動による議論で、実際の金星大気に存在する臨界高度や局所的に安定度の低い領域での非線形性は、議論できない。

2. 鉛直伝播する重力波の基本的性質

重力波の非線形性を調べる前に、シア一流を鉛直伝播する重力波の臨界高度での基本的性質も重要なので、線形波理論(波-波相互作用を考慮しない支配方程式系)の研究についても簡単に触れる。まず、平均密度が高度とともにスケールハイトに従って減少している大気を考え、静力学平衡を仮定する。そして、非圧縮・非粘性流体のシア一流において、大気下端に波源をもち、上方伝播する水平-高度面内の惑星スケール重力波が臨界高度に近づくような状況を考える。鉛直伝播する重力波の鉛直波数 m は、

$$m^2 = \frac{k^2 N^2}{(c-U)^2} - \frac{1}{4H^2} \quad (1)$$

と書ける。ここで、 N は大気安定度を示すブラントバイサラ振動数、 c は波の水平位相速度、 U は基本流、 H はスケールハイト。したがって、固有位相速度が小さく、大気安定度が高いと、鉛直波数の二乗は正となり、内部重力波として鉛直伝播する。ところが、固有位相速度が大きく、大気安定度が低いと、鉛直波数の二乗は負となり、鉛直波数は虚数となる。この場合、高度とともに波は指数関数的に減衰し、鉛直伝播できなくなる。

また、臨界高度での内部重力波の振る舞いは、線形波理論によると臨界高度でのリチャードソン数(Ric)によって決まる(e.g. Booker & Bretherton 1967; Jones 1968)。Ric が 1 以上なら、鉛直伝播した波は臨界高度で吸収される。臨界高度に近づくにつれ、固有位相速度（ドップラーシフト位相速度； $c-U$ ）が零に近づく。そのとき、鉛直伝播する波の鉛直波長は短くなり、鉛直群速度も小さくなり、臨界高度では零になる。このことは、下から鉛直伝播する重力波が臨界高度で凍結され、吸収されることを意味する。現実の大気や流体においては、臨界高度近傍でニュートン冷却による減衰や粘性による減衰によって運動量が平均流に吸収されたり、 $|u'| - |c-U|$ となり波が飽和して不安定層(乱流層)を形成したりする。また、Ric が 1 以下で 0.25 以上だと、鉛直伝播した重力波の一部が吸収され、残りが透過する。さらに Ric が 0.25 以下になると、Ric 以外の条件によって過大反射が起こる可能性もでてくる。簡略化した基本場における線形化された重力波でさえ、臨界高度での振る舞いは複雑になる。

3. 研究目的

金星大気の大気安定度の鉛直分布は複雑で、それに伴い波動の鉛直伝播特性も複雑になる。特に、雲層の下部には厚さ 5 km ほどの安定度の低い層が存在し、雲層内部で観測される 5 – 6 日周期波動は、この安定度の低い層付近に臨界高度を持つ。この場合、下層大気で発生した惑星スケール重力波は、この低安定度層内で鉛直伝播できなくなり、高度とともに減衰するのか、それとも波が不安定化し飽和するのか、よくわからない。また、このような複雑な基本場をもつ大気において、臨界高度や低安定度層での波-波非線形相互作用や力学的不安定についても定量的に調べられていない。これらの問題を解明するために、東西風、大気安定度およびニュートン冷却を実際の金星大気の値に近いものを用い、より現実的な状況で重力波の鉛直伝播特性や非線形性を数値実験によって調べるのが、本研究の目的である。

「数千 km を超える水平スケールをもつブロック状雲がなぜ形成されるか？」についてもよくわかっていない。雲底近くの大気安定度の低い層における乾燥対流の数値実験では、乾燥対流の水平および鉛直スケールは、ともに 10 km オーダーとなり、水平スケールが数千 km を超える高アスペクト比の乾燥対流は起きない(Baker et al. 1998)。こうした数千 km スケールのブロック状雲の再現も本研究の目的の一つである。

4. 数値実験方法

本研究では大気下端からジオポテンシャルによって波数 1 の強制を与え、下記の支配方程式(経度-高度・二次元)を解いて、赤道での金星大気の応答(下端の強制に対する着目する高度におけるジオポテンシャルの振幅)を調べる。

$$u' + \bar{u}u'_x + \bar{w}w'_z + \psi'_x = -F_x + \bar{F}_x \quad (2)$$

$$T' + \bar{u}T'_x + (H \cdot N^2 / R)w' = -G + \bar{G} \quad (3)$$

$$\rho_0 u'_x + (\rho_0 w')_z = 0 \quad (4)$$

$$\psi'_z = RT'/H \quad (5)$$

$$F_x = (u'^2)_x + (\rho_0 u'w')_z / \rho_0 \quad (6)$$

$$G = (T'u')_x + (\rho_0 T'w')_z / \rho_0 \quad (7)$$

ここで、 R は気体定数、 ρ_0 は平均大気密度。上記の方程式系に、後に示す非断熱項を加えたものを解く。

まず最初に線形化した支配方程式を解いて、大気下端で強制した重力波の雲内における応答を調べる。その応答のよい波について、波-波非線形相互作用を考慮した場合の非線形応答を調べる。

上の支配方程式の非線形項やニュートン冷却 α_N とレイリー摩擦 α_R 以外の非断熱項を無視して、ジオポテンシャルについて解くと、線形波に対する鉛直構造式を導くことができる：

$$\Psi_{zz} + B\Psi_z + \left[\frac{1}{2H}B + \left(\frac{1}{2H} \right)_z - \frac{1}{4H^2} - \frac{k^2 N^2}{pq} \right] \Psi = 0 \quad (8)$$

$$\text{where } \psi' = \Psi(z) \exp[ik(x - ct) + \int_0^z \frac{dz}{2H}] \quad (9)$$

$$p = -ikc + ik\bar{u} + \alpha_R \quad (10)$$

$$q = -ikc + ik\bar{u} + \alpha_N \quad (11)$$

$$B = \frac{q_z}{q} - (\ln N^2)_z - \frac{ik\bar{u}_z}{p} \quad (12)$$

本研究では、観測されている3-6日周期の波動について雲層内部での応答を調べた。高度0.25kmから120kmについて250mごとに格子点を置き、境界条件は、下端で $\psi'_{bottom} (= g h_{bottom})$ (g は重力加速度)を与え、上端では0とおいた。

次に、雲層内部で応答のよい波についての非線形応答を調べるために上述の支配方程式系(2)-(7)を直接数値積分する。経度と高度についてそれぞれ 0° から 360° と0.5kmから120kmで、 33×240 の格子点を置き、鉛直流とジオポテンシャルは鉛直下方向、水平流は水平方向のstaggerd格子を用いた。下端(0.25km)での強制として、ジオポテンシャルハイト h_{bottom} を0.2mから5mの範囲で与えた。鉛直方向と水平方向の渦拡散はそれぞれ $0.5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ と $500 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ とした。数値積分は、10分ごとに、4次のルンゲクッタ法で解いた。また、格子間隔にまでカスケードした結果、波が格子間隔程度の高波数域に蓄積しないように、1時間ごとに水平8次のシャピロフィルターをかけた。

上記の鉛直構造式(8)を解いたり、非線形相互作用も含んだ支配方程式系(2)-(7)を数値積分するとき用いた基本場やパラメーターは以下のようにした。東西風は、観測地点や時期によってばらつきがあるものの、下層大気では高さと共に徐々に増大し、雲層内部で急激に増大し、雲層上端で 100 ms^{-1} 近い高速流が駆動しているという特徴がある。また、地表面と雲底では安定度の低い層が観測されている。本研究の標準モデルとして採用した基本流(東西風)と大気安定度(ブラントバイサラ振動数の二乗)の鉛直分布は、図1に示す。レイリー摩擦やニュートン冷却は、Hou & Farrell(1987)のニュートン冷却の値をもとに、図2のように与えた。

5. 結果

5. 1 線形応答

鉛直構造式(8)を解いて、下端で強制した波の位相速度に対する波の振幅を求めた結果を図3に示す。実線が雲層上端(高度64km)で、破線が雲底(高度44km)における下端強制で規格化されたジオポテンシャルの振幅である。雲層上端では、 100 ms^{-1} を越える位相速度をもつ重力波の応答がよい。これは、Covey & Schubert (1981,1982)の結果と同様で、この波は臨界高度にさらされず、雲層上端まで鉛直伝播できる。他方、雲底では、 79 ms^{-1} の重力波の応答がよい。雲底で応答のよい波は、雲内の低安定層のすぐ上で臨界高度に達しており、

これらの波の臨界高度におけるリチャードソン数 Ric は1以上となり雲内で完全に吸収される。その結果、これらの波は、それ以上には伝播できないため雲層上端では出現しない。実際の金星の惑星スケール波も、雲頂で4日、雲底で5.5日の周期もち、図3の結果と定性的には矛盾しない。

5. 2 非線形応答

線形理論において応答がよい波について、二次元プリミティブ方程式系の下端で波数1の強制を与え、非線形応答を調べた。大気下端で 131 ms^{-1} の波を強制した場合、臨界高度にさらされることなく雲層上端まで伝播し、 h_{bottom} を5 m まで増大させても (Case i)、非線形性は重要にならない。波数1の強制波は、ほとんど高波数にカスケードすることなく、60 km 以上でニュートン冷却やレーリー摩擦によって減衰する (図4)。この波の運動量fluxは、60 km から70 km の間で急激に減少するので、この領域の平均流を加速することになる (図5)。

ところが、大気下端で 79 ms^{-1} の波を強制した場合、強制の強さによって、大気の応答が変わってくる。雲内で臨界高度を持つ強制波は、大気下端での強制が弱いと非線形性はほとんど現れず、 $Ric > 1$ なので、線形波理論が示すように下から伝播した波は臨界高度に達するまでに吸収されてしまう。しかしながら、強制が強く、臨界高度付近でも大きな振幅を持つ場合 (Case ii)、雲層下部の低安定度層で碎波が起こるようになる (図6)。この場合、惑星スケール波動の碎波で生じた対流セルは、鉛直スケールに比べて水平スケールが非常に大きい (1000倍ほど)。この対流セルは雲底のブロック状雲に対応し、大気下端の強制を強めるほど小さなサイズに碎波する。また、低安定度層から、高波数の波が再放射され、鉛直伝播している。運動量fluxの鉛直プロファイルは、強制が増大するにつれて、50 km あたりで負の運動量fluxが増大していく。その結果、強制が増大すると、この負の運動量の極大高度 (51 km) より下で平均流加速を強め、上では平均流減速を強める傾向となる (図7)。

そこで、このCase (ii)について波動・擾乱を波数と位相速度を調べてみた。すると、下方から鉛直伝播する強制波は、臨界高度より上には決して鉛直伝播しなかった。しかしながら、 $Ric > 1$ だからと言って線形波理論どおり完全吸収するのではなく、強制波と異なる位相速度の波が低安定度層付近で再放射されている。波数1より高波数の波は臨界高度より上で、 $0-50 \text{ ms}^{-1}$ の水平位相速度をもつ。また、波数1では、 -24 ms^{-1} の位相速度をもつ波が再放射されている。

これらの結果を実際の金星大気に適用してみる。下層大気から鉛直伝播する波動のうち、 100 ms^{-1} を超える共鳴波は雲層上端まで鉛直伝播できる。ところが、 100 ms^{-1} 以下の臨界高度を持つ共鳴波は、臨界高度のすぐ下にある低安定度層で碎波し、雲底で観測されるようなブロック状の雲が形成される。定性的には、前者の臨界高度を持たない共鳴波は雲層上端の赤道4日波に対応し (Covey & Schubert 1981, 1982)、臨界高度を持つ波は雲底で観測される5.5日波に対応している。

5. 3 Cloud Feedback Heating(CFH)

雲底では、気塊の上昇・下降に伴い硫酸雲の濃淡ができ、その濃淡による赤外放射吸収量の変化によって加熱率も時間的および空間的に変化する。その結果、上昇・下降がさらに強まり、加熱率もまた強まる。これによる加熱を、「Cloud Feedback Heating(CFH)」と呼ぶが、現実にはどのくらいの加熱が生じているのかは、わかっていない。本研究ではCFHは以下のように与えた。

$$\delta Q' = Q_{CFH} f(z) \frac{\delta z}{H}$$

CFHの変化は、雲底の気塊の鉛直変位 δz で生じる下層雲の生成・消滅による下層雲の加熱率の変化をパラメタライズした(Smith et al., 1992, 1993)。構造関数 $f(z)$ は Smith et al. (1993) に従う。また、下層大気で弱いランダムな強制と 2 K day^{-1} の Q_{CFH} を与え、下端で $d\psi'/dt = 0$ とした (Case iii)。この場合も、低安定度層内でブロック状雲が形成される (図 8)。このように、CFHによってでも、低安定度層で大きな振幅を持つとブロック状雲が形成されることが示唆される。低安定度層では位相速度 50 ms^{-1} の擾乱が卓越しており、基本流の流速とほぼ同じであった。

6. まとめ

大気下端からの強制に対して応答のよい波には、臨界高度を持つものと持たないものがある。臨界高度を持つ応答のよい波は、雲底の惑星スケール波に対応し、臨界高度を持たないものは雲頂で観測される波に対応することが示唆される。臨界高度を持たない波は、下端強제를 h_{bottom} を 5m まで増大させても、非線形性はそれほど重要ではない。ところが、臨界高度を持つ波は、臨界高度リチャードソン数が 1 以上の場合、強制波は臨界高度で吸収される。従って、臨界高度を持つ波も、角運動量の鉛直輸送の担い手として重要であることが示唆される。この場合、強제를増大させるにつれて低安定度層で大きな振幅を持つようになり、碎波や波の再放射が起こる。

下層からの強制波の振幅が低安定度層で大きい場合、碎波や再放射の結果として、ブロック状雲のような水平方向にアスペクト比が大きいパターンが観測される。また、「Cloud Feedback Heating」によってでも、同様にブロック状雲が形成されうることもわかった。

参考文献：

- Baker, R. D., G. Schubert, and P. W. Jones, 1998: Cloud-level Penetrative compressible convection in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3-18.
- Belton, M. J. S., G. R. Smith, G. Schubert and A. D. Del Genio, 1976: Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1394-1417
- Booker, J.R. and F.P. Bretherton, 1967: The critical layer for internal gravity waves in a shear flow. *J. Fluid Mech.*, **27**, 513-539
- Covey, C. and G. Schubert, 1981: 4-Day Waves in the Venus Atmosphere. *Icarus*, **47**, 130-138.
- Covey, C. and G. Schubert, 1982: Planetary-scale waves in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2397-2413.
- Crisp, D, S. and Coauthors, 1991: Ground-based near-infrared imaging observations of Venus during the Galileo encounter, *Science*, **253**, 1538-1541.
- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1982: Temporal variability of ultraviolet cloud features in the Venus stratosphere, *Icarus*, **51**, 391-415.
- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1990: Planetary-scale wave and the cyclic nature of cloud top dynamics on Venus. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 293-318.
- Hou, A. Y. and B. F. Farrell, 1987: Superrotation induced by critical-level absorption of gravity waves on Venus: An assessment. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1049-1061.
- Jones, W.L., 1968: Propagation of internal gravity wave in fluids with shear flow and rotation. *J. Fluid Mech.*, **30**, 439-448
- Smith, M. D., P. J. Gierasch, and P. J. Schinder, 1993: Global-scale waves in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 4080-4096.
- Smith, M. D., P. J. Gierasch, and P. J. Schinder, 1992: A global traveling wave on Venus. *Science*, **256**, 652-655.
- Yamamoto, M and H. Tanaka, 1997: Formation and Maintenance of the 4-Day Circulation in the Venus Middle Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1472-1489.
- Yamamoto, M and H. Tanaka, 1998: The Venusian Y-shaped Cloud Pattern Based on Aerosol-Transport Model. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1400-1416

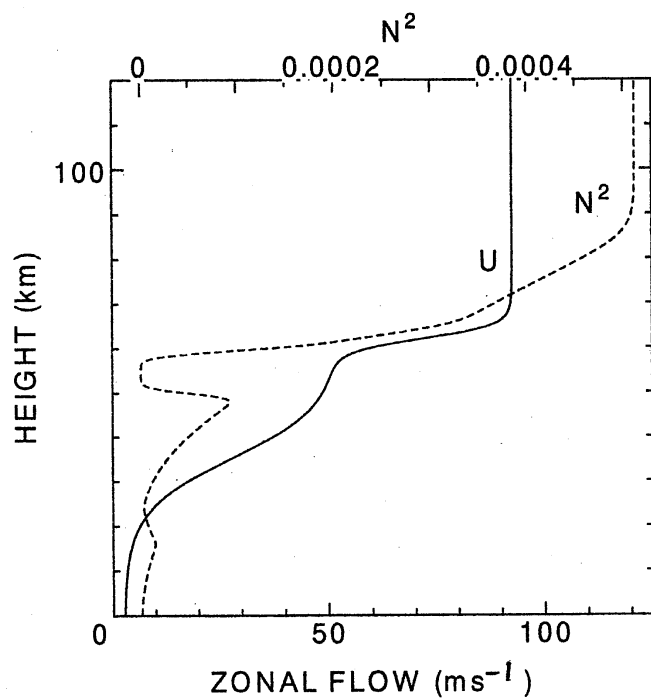


Fig. 1 Vertical profiles of basic flow (solid line) and squared buoyancy frequency (dotted line)

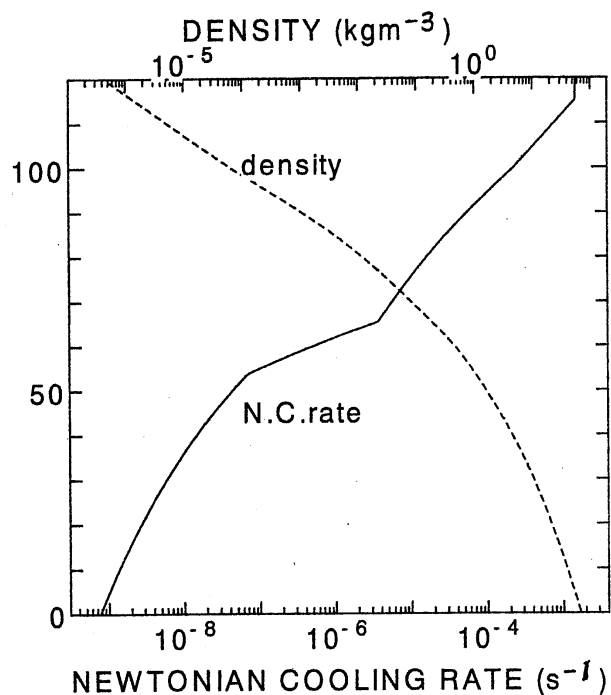


Fig.2 Vertical profiles of Newtonian cooling rate (solid line) and mean atmospheric density (dotted line)

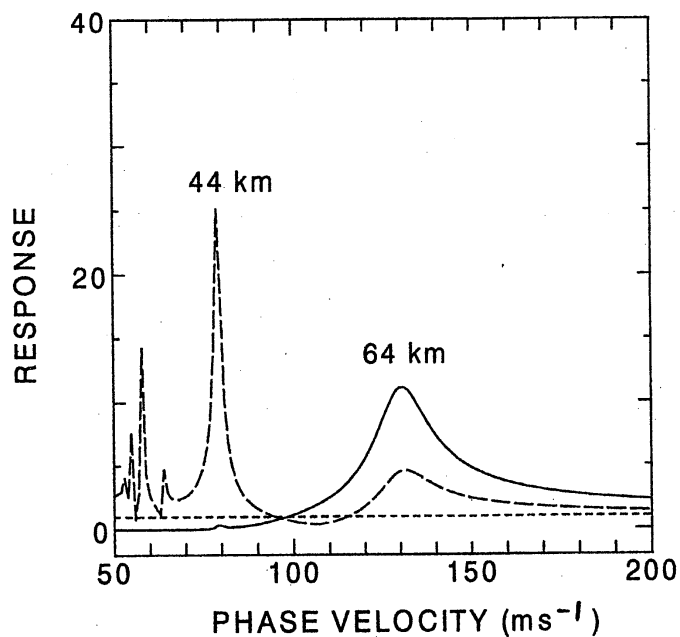


Fig. 3 Linear responses of the model atmosphere at 44 km (dashed) and 66 km (solid line) to the bottom forcing (dotted line) at 250 m. The vertical structure equation of gravity wave having wavenumber 1 is solved in the linear model.

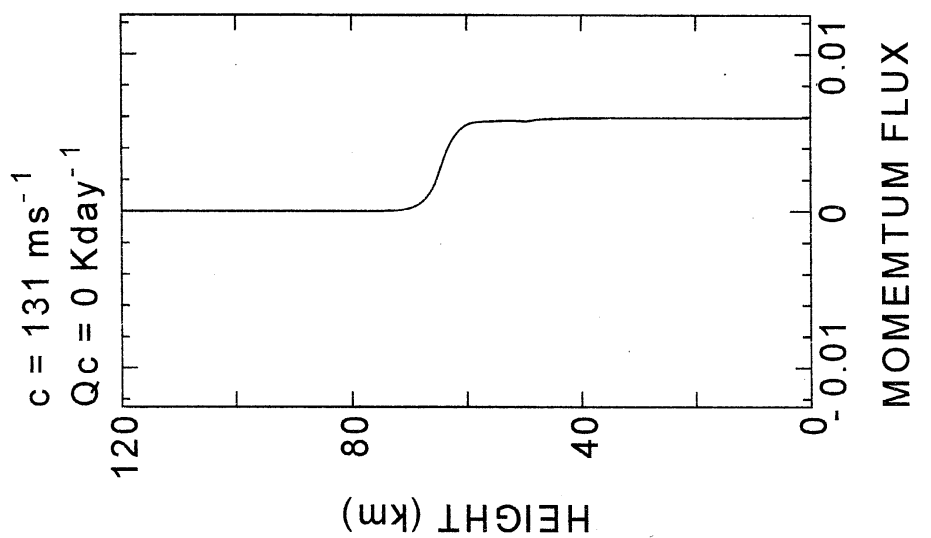


Fig. 5 Vertical profile of the zonal-mean momentum flux (solid line), averaged over period between 300th and 600th day, for case (i).

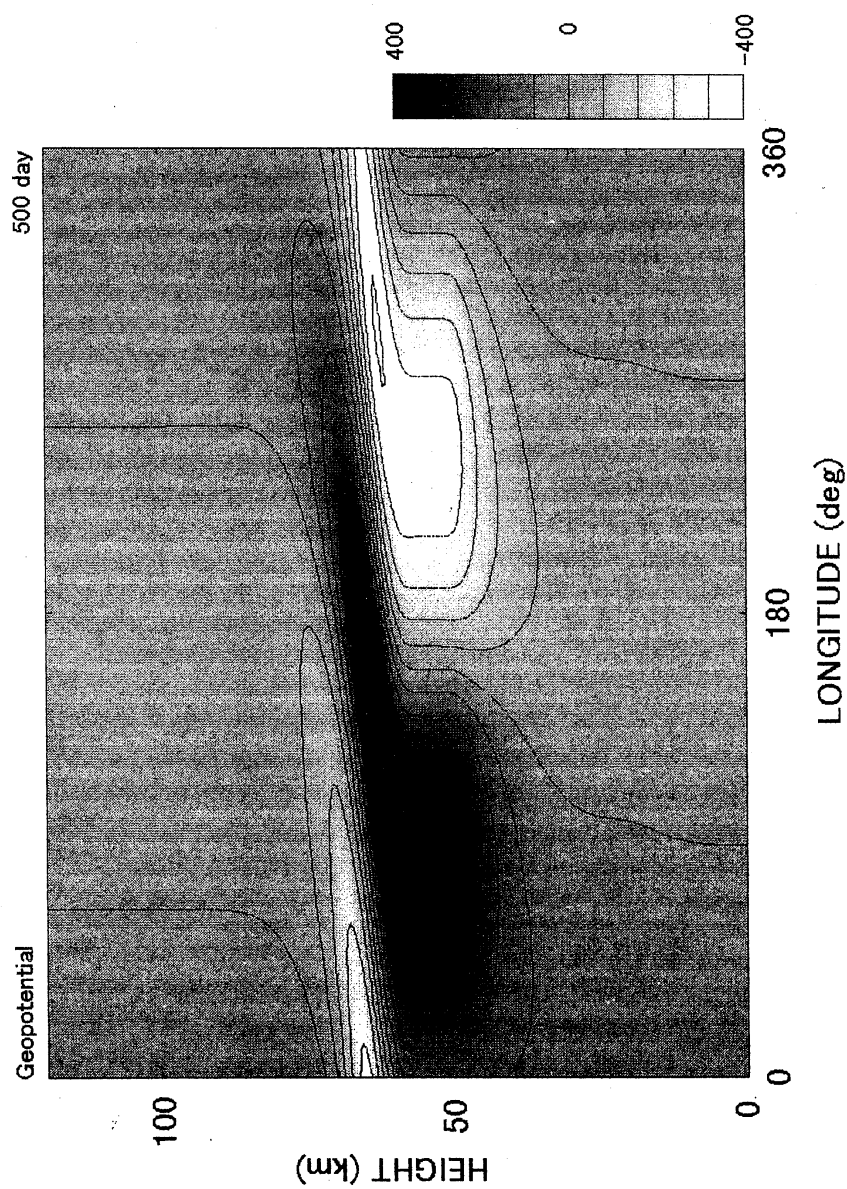


Fig. 4 Equatorial zonal-height section of eddy geopotential on the 500th day for case (i) that the wave having $s = 1$, $c = 131 \text{ ms}^{-1}$, and $h_{\text{bottom}} = 5 \text{ m}$ is forced at the bottom.

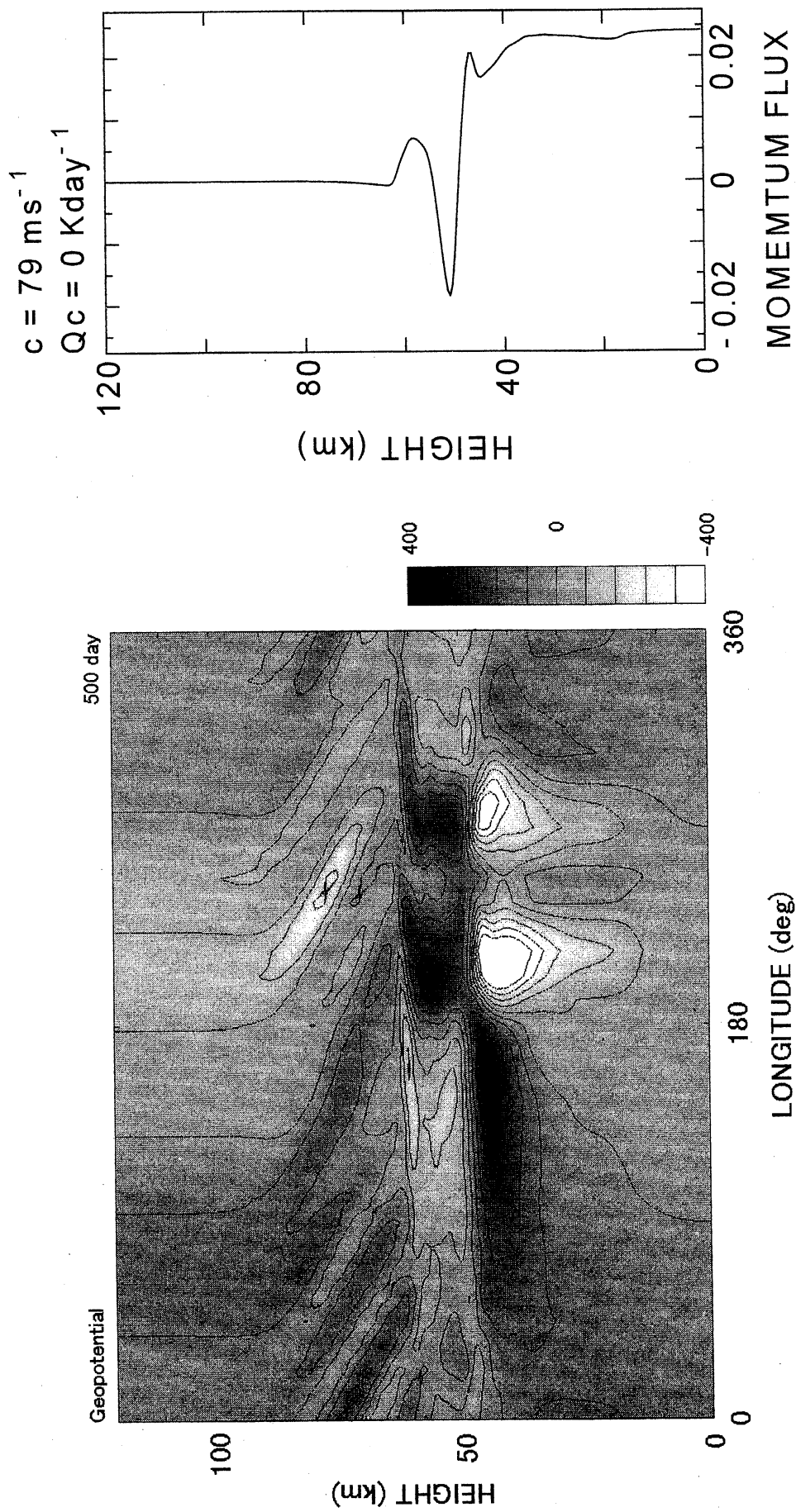


Fig. 6 As in Fig. 4, except for case (ii) that the wave having $s = 1$, $c = 79 \text{ ms}^{-1}$, and $h_{\text{bottom}} = 5 \text{ m}$ is forced at the bottom.

Fig. 7 As in Fig. 5, but for case (ii)

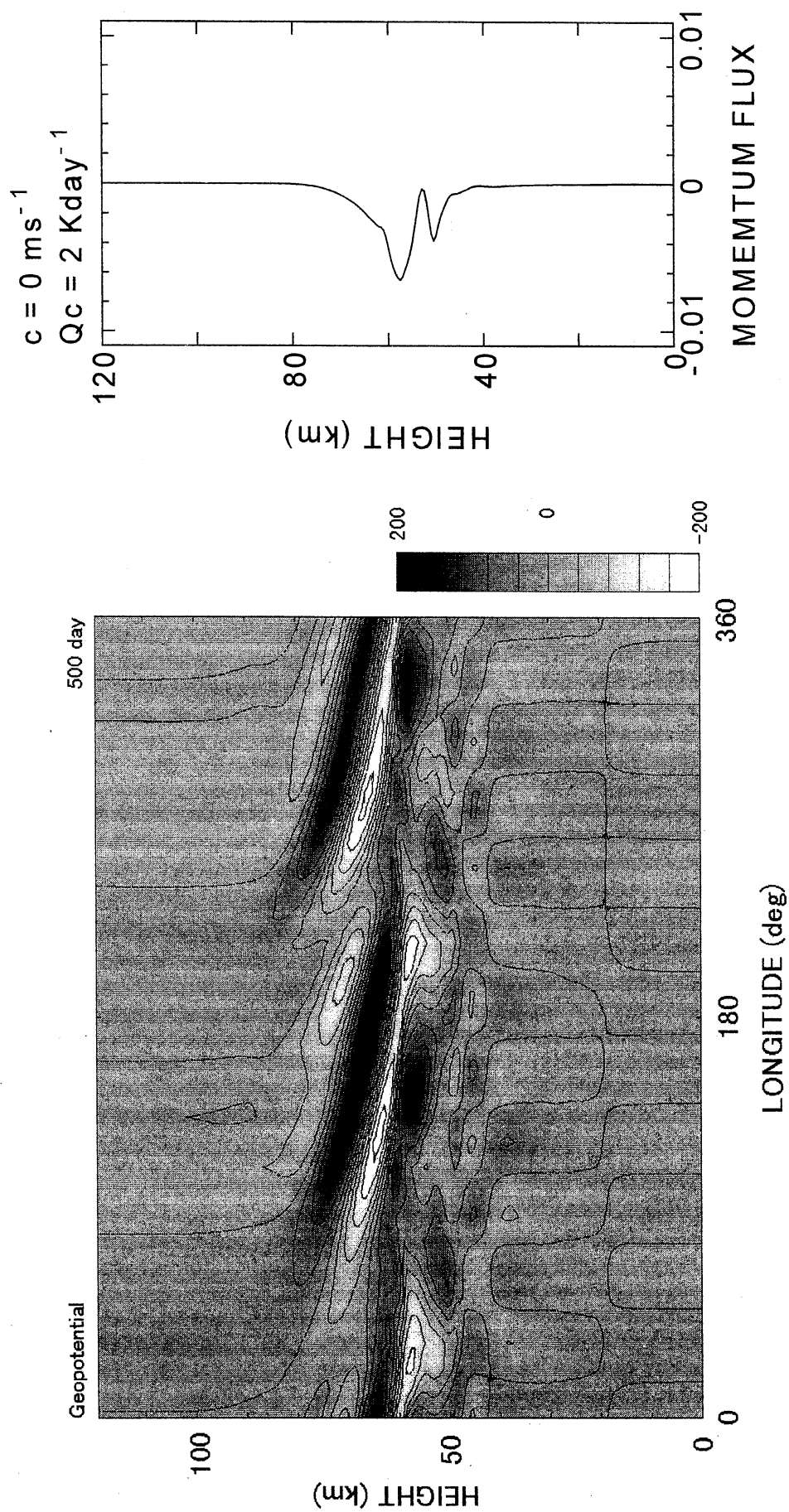


Fig. 8 As in Fig. 4, except for case (iii) that $Q_{CFH} = 2 \text{ K day}^{-1}$.

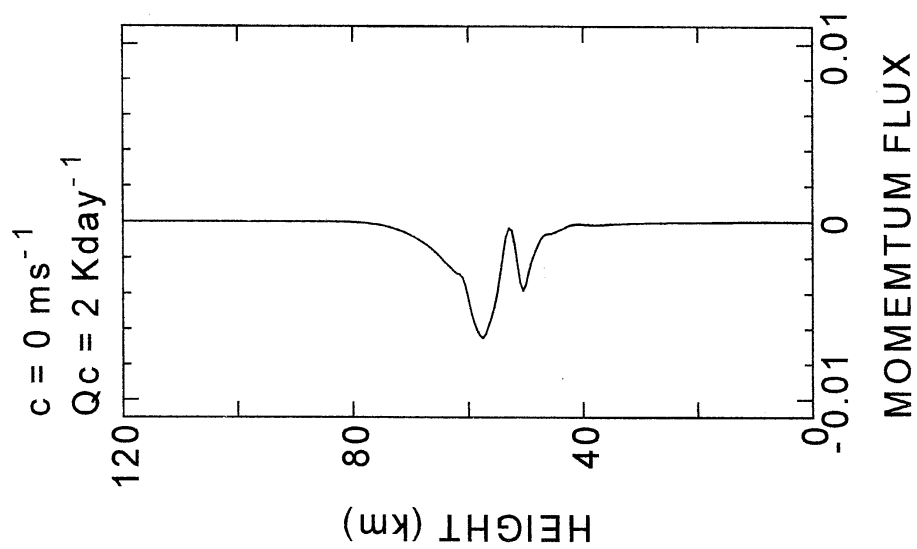


Fig. 9 As in Fig. 5, but for case (iii)